ORSAY
série A

n° 353

"MECANISMES DE TRANSFERT D'ENERGIE ET D'EXCITATION DANS UN PLASMA. APPLICATION A L'ETUDE DU LASER A HELIUM- NEON".

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie la thèse de Doctorat-ès-Sciences Physiques enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro AO 2373.

de

Jean-François DELPECH

Soutenue le 8 mai 1968 à la Faculté des Sciences d'Orsay devant le Jury :

MM. P. GRIVET
J-L. DELCROIX
J-F. DENISSE
L. GOLDSTEIN

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Mécanismes d'inversion de population dans le laser à hélium-néon

J.-F. DELPECH

Institut d'Electronique Fondamentale
Faculté des Sciences. Orsay

Résumé

Nous établissons dans cet article les équations de population des niveaux utiles de l'hélium et du néon dans un laser à hélium-néon, et nous en déduisons l'inversion de population correspondant à la transition $3s_2 \rightarrow 3p_4$ *du néon (raie à 3,39 µm) en fonction des différents paramètres de la décharge. L'accord entre notre théorie et l'expérience est satisfaisant dans tout le domaine d'oscillation de la raie considérée.*

1. Introduction

Nous avons donné et précisé, dans un premier article de cette Revue [1], les valeurs des différentes grandeurs physiques qui influent sur les populations en atomes excités sur différents niveaux dans des plasmas créés dans l'hélium et le néon. Nous utilisons ici ces résultats pour établir les équations de populations des niveaux qui interviennent dans l'oscillation de la raie à 3,39 μm du laser à hélium-néon ; nous nous intéressons uniquement à cette raie qui correspond à la transition $3s_2 \rightarrow 3p_4$ du néon, car le comportement des deux autres raies les plus importantes du laser à hélium-néon, la raie à 632,8 nm (transition $3s_2 \rightarrow 2p_4$) et la raie à 1,15 μm (transition $2s_2 \rightarrow 2p_4$) est qualitativement très proche de celui de la raie à 3,39 μm. La différence principale provient de ce que la raie à 632,8 nm est couplée à la raie à 3,39 μm, dont elle partage le niveau supérieur, ce qui fait qu'elle peut être fortement affectée par l'entrée en oscillation de la raie à 3,39 μm, qui est considérablement plus intense [2, 3].

2. Equations de populations des niveaux utiles

Quand le laser oscille, les nombres d'atomes excités sur les niveaux supérieur et inférieur s'ajustent de façon que l'inversion de population effective compense exactement les pertes. De plus, l'intensité laser varie à peu près linéairement avec l'inversion de population quand il n'y a pas oscillation [4]. C'est pourquoi nous calculerons les populations virtuelles de $Ne(3s_2)$ et $Ne(3p_4)$ en supposant qu'il n'y a pas d'émission stimulée (pour le calcul de $Ne(3s_2)$) et que la population de $Ne(3s_2)$ est nulle (pour le calcul de $Ne(3p_4)$). Quand l'ensemble est placé dans un système tel que l'émission stimulée soit favorisée par rapport à l'émission spontanée, nous savons que l'intensité de l'oscillation laser est une fonction linéaire de cette inversion de population virtuelle et que l'on sait la relier à la puissance de sortie du laser [4].

Les puissances laser que nous calculons et que nous mesurons seront donc toujours exprimées en unités arbitraires, dans ce qui suit.

2.1. Le métastable d'hélium He (2^1S)

Nous avons vu [(1), § 3.2] que ce niveau est formé exclusivement par collision électronique, à partir du fondamental, et qu'il est détruit par collision de résonance avec des atomes de néon, par diffusion sur les parois et par collision électronique.

Si nous désignons par n_1 le nombre d'atomes dans l'état $He(2^1S)$, l'équation de population de ce niveau s'écrit :

$$\frac{dn_1}{dt} = n_e[He]q_{2^1S} - n_1\left\{q_{tr}[He] + \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 \frac{D_{He}}{p} + n_e q_{exc}^{(He)}\right\}$$

(*) Cette étude a été subventionnée par la DGRST. Ce travail fait partie d'une thèse de Doctorat ès sciences présentée en 1968 à la faculté des Sciences d'Orsay (numéro CNRS, AO 2373).

En régime stationnaire, $dn_1/dt = 0$, et :

$$n_1 = \frac{n_e[\mathrm{He}]q_{2^1S}}{q_{tr}[\mathrm{Ne}] + \left(\frac{2{,}4}{R}\right)^2 \frac{D_{\mathrm{He}}}{p} + n_e\, q_{exc}^{(\mathrm{He})}} .$$

Dans ce qui précède, nous avons supposé que la diffusion vers les parois était dominée par le premier mode de diffusion, ce qui revient à remplacer $\nabla^2 n$ par $\left(\frac{2{,}4}{R}\right)^2 n$.

Rappelons que [He] et [Ne] sont respectivement les concentrations en atomes d'hélium et de néon, R est le rayon du tube, p la pression, q_{2^1S} le taux d'excitation de $He(2^1S)$ par collision électronique à partir du fondamental, q_{tr} le taux de transfert d'excitation de l'hélium au néon, et enfin $q_{exc}^{(\mathrm{He})}$ le taux de destruction de $He(2^1S)$ par collisions électroniques.

2.2. Le niveau supérieur de la transition laser à 3,39 µm (Ne ($3s_2$))

Nous avons vu [(1), § 3.4] que ce niveau est formé exclusivement par collision de résonance avec $He(2^1S)$; de même, quand le gaz excité n'est pas placé dans une situation favorisant l'émission stimulée (en dehors de tout résonateur optique, par exemple), ce niveau est détruit par l'émission spontanée et par désexcitation collisionnelle, ce qui permet de définir une durée de vie apparente :

$$\tau_2' = \frac{\tau_2}{1+\beta p} .$$

On tire donc de l'équation de population à l'équilibre, en désignant par n_2 la popuiation de $Ne(3s_2)$:

$$n_2 = \frac{\tau_2}{1+\beta p}\, n_1[\mathrm{He}]q_{tr} ,$$

où β est le coefficient de désexcitation collisionnelle.

2.3. Les métastables du néon, Ne(1*s*)

Nous avons vu [(1), § 3.3] que nous pouvions traiter les niveaux métastables du néon comme s'ils constituaient un niveau unique formé exclusivement par collision électronique et par diffusion sur les parois.

On tire donc de l'équation de population à l'équilibre, en désignant par n_4 la concentration en Ne(l*s*) :

$$n_4 = \frac{n_e[\mathrm{He}]q_{1s}}{\frac{D_{\mathrm{Ne}}}{p}\left(\frac{2{,}4}{R}\right)^2 + n_e q_{exc}^{(\mathrm{Ne})}} .$$

2.4. Le niveau inférieur de la transition laser à 3,39 µm, Ne(3 p_4)

Nous avons vu [(1), § 3.4] que, quand la population de $Ne(3s_2)$ est faible devant celle de $Ne(3p_4)$, des atomes ne sont excités sur ce niveau que par collision électronique à partir des métastables du néon et sont détruits par transition radiative vers ces mêmes métastables, ou à la suite d'autres mécanismes dont l'action conjuguée définit la durée de vie τ_3. La concentration n_3 de $Ne(3p_4)$ à l'équilibre est donc :

$$n_3 = \alpha \tau_3 n_e n_4 q_{exc}$$

Nous verrons, dans le paragraphe suivant, la signification du terme αq_{exc}.

2.5. Valeurs typiques des différents paramètres

Dans le premier article publié dans cette Revue [1], nous avons évalué les paramètres qui figurent dans les expressions de n_1, n_2, n_3 et n_4. Nous précisons, dans le tableau I, leurs variations avec la pression totale du gaz, dans les conditions habituelles de fonctionnement du laser que nous avons étudié, c'est-à-dire quand le diamètre du tube est de 6 mm et le courant de décharge de 50 mA ; le rapport des pressions partielles de l'hélium et du néon reste égal à 5.

Rappelons également que, dans les conditions que nous considérons, n_e varie linéairement avec la pression et avec la densité de courant dans la décharge et que les taux d'excitation q dépendent exclusivement du produit pD de la pression par le diamètre du tube [1].

q_{exc} est le taux de réexcitation par collision électronique des atomes métastables du néon. De telles excitations peuvent faire passer les atomes sur n'importe lequel des niveaux p ; ces atomes peuvent être, à leur tour, réexcités ou retomber sur un niveau inférieur qui peut être le niveau fondamental. Nous ne pouvons donc pas savoir a priori quelle est la probabilité pour qu'un atome Ne(1*s*) soit excité sur le niveau $Ne(3p_4)$ à la suite d'une collision électronique. De plus, toutes les sections efficaces que nous avons utilisées sont connues avec une certaine imprécision et, comme nous faisons la différence des nombres d'atomes excités sur les niveaux $3s_2$ et $3p_4$, une erreur assez faible sur l'une de ces populations suffit à changer l'allure de tous les phénomènes.

Nous avons donc déterminé le coefficient α de façon que l'inversion de population en question devienne inférieure au seuil d'oscillation à la pression maximale à laquelle oscille la raie à 3,39 μm, dans un tube laser de 6 mm de diamètre intérieur, avec un courant de décharge de 50 mA et $p_{\mathrm{He}}/p_{\mathrm{Ne}} = 5$. Nous avons mesuré cette pression, qui est égale à 3,5 torrs dans les conditions expérimentales du tableau I. On en déduit $\alpha = 0{,}5$.

Bien que les valeurs absolues des sections efficaces que nous utilisons soient relativement peu précises, leurs variations avec les divers paramètres de la décharge sont bien connues. La valeur de α doit donc être indépendante des paramètres de la décharge : c'est bien ce que l'on observe expérimentalement.

TABLEAU I

Valeur des principaux paramètres intervenant dans l'étude du laser à hélium-néon

Diamètre du tube, 6 mm. Courant de décharge, 50 mA. Rapport des pressions partielles, $p_{He}/p_{Ne} = 5$.

p (torr)	n_e (cm^{-3})	[He] (cm^{-3})	[Ne] (cm^{-3})	q_{2^1S} ($cm^3\ s^{-1}$)	[He] q_{exc} ($cm^3\ s^{-1}$)	q_{1S} ($cm^3\ s^{-1}$)
0,2	$6 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{15}$	10^{15}	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$
0,5	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-11}$
0,8	$2,4 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-11}$
1	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$2,4 \cdot 10^{-11}$
2	$6 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{16}$	10^{16}	$6 \cdot 10^{-12}$	$8,5 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$
3	$9 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{-12}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-12}$
4	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$	$9 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-12}$
6	$1,8 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{16}$	10^{-12}	$9 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-12}$
8	$2,4 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{16}$	10^{-12}	$9 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-12}$

De plus : $q^{(Ne)}_{exc} = 1,2 \cdot 10^{-7}\ cm^3\ s^{-1}$, $D_{Ne} = 300\ cm^2\ s^{-1}$ (1 torr, 300 °K), $\tau_3 = 10^{-7}$ s,

$q_{tr} = 8 \cdot 10^{-11}\ cm^3\ s^{-1}$, $D_{He} = 450\ cm^2\ s^{-1}$ (1 torr, 300 °K), $\tau_2 = 10^{-8}$ s,

$\beta = 0,3\ torr^{-1}$.

3. Variations de l'intensité laser en fonction des paramètres de la décharge

Une fois établies les équations ci-dessus, et connus les paramètres correspondants, des applications numériques simples dans leur principe donnent les variations de l'intensité laser en fonction de tous les paramètres de la décharge. Nous avons étudié ces variations d'intensité en fonction des six paramètres suivants :

— la pression totale (§ 3.1),
— le rapport des pressions partielles (§ 3.2),
— le courant de décharge (§ 3.3),
— la position radiale (§ 3.4),
— le diamètre du tube (§ 3.5),
— la température du gaz de neutres (§ 2.6).

Il nous a paru inutile, par souci de concision, de reproduire le détail de ces calculs, et nous n'en donnerons que les résultats, en les comparant, le cas échéant, aux résultats expérimentaux.

3.1. Intensité laser en fonction de la pression totale à pression partielle constante

— Métastables de l'hélium. Les taux de destruction par collision de résonance et par collision électronique croissent comme la pression, alors que le taux de destruction par diffusion vers les parois décroît comme $1/p$. Quand le diamètre du tube est de 6 mm, la diffusion ne commence à jouer un rôle important qu'au-dessous de 0,2 torr.

Les concentrations de métastables singlet et triplet d'hélium varient peu en fonction de la pression, de 0,2 à 8 torrs. Tout au plus peut-on noter un léger maximum aux alentours de 0,8 torr.

— Métastables du néon. Les différents taux d'excitation et de désexcitation varient comme les taux correspondants des métastables d'hélium. La diffusion ne commence à jouer un rôle important qu'au-dessous de 0,8 torr.

La concentration en métastables du néon dépend encore moins de la pression que la concentration en métastables d'hélium entre 0,2 et 8 torrs. Les ordres de grandeur sont directement comparables à ceux qui ont été mesurés par KAGAN et al. [5] dans une décharge dans le néon pur à 1 torr et à 5 torrs, le diamètre du tube étant de 24 mm. En effet, la densité de métastables du néon dépend relativement peu de la densité électronique puisqu'il y a saturation, les excitations et les destructions par collision électronique croissant toutes deux comme n_e.

La figure 1 représente les variations calculées de n_2 (population de $Ne(3s_2)$) et de n_3 (population de Ne

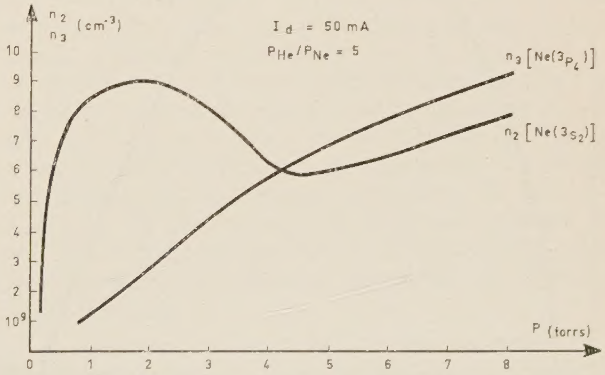

FIG. 1. — Population calculée du niveau laser supérieur $Ne(3s_2)$ et du niveau laser inférieur $Ne(3p_4)$ en fonction de la pression totale.

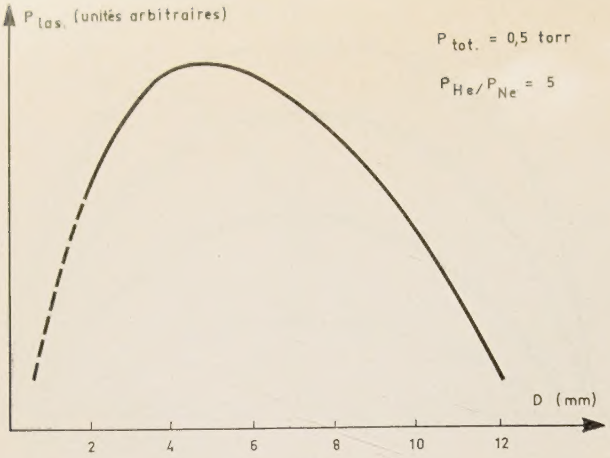

Fig. 7. — Puissance laser théorique en fonction du diamètre du tube.

rement à une hypothèse assez couramment admise. En effet, au maximum de puissance laser, le niveau supérieur est toujours sensiblement plus peuplé que le niveau inférieur, dont la concentration ne peut, de ce fait, qu'assez peu influer sur l'intensité laser.

Quand le rayon du tube décroît, à pression et à courant constants, la densité électronique et la température croissent toutes deux rapidement, ce qui explique l'augmentation de l'inversion de population.

3.6. Intensité laser en fonction de la température du gaz des neutres

Tout utilisateur d'un laser à hélium-néon a pu remarquer que la puissance émise par le tube évoluait lentement, après l'allumage, et se stabilisait au bout d'un laps de temps de l'ordre de quelques minutes, ce qui est d'un ordre de grandeur comparable à la constante de temps d'établissement d'un équilibre thermique entre le gaz des neutres et le milieu ambiant.

Ces phénomènes ont été observés expérimentalement et décrits par Arecchi [9] et par Gonchukov et al. [10] ; nous allons montrer ci-après comment notre théorie permet de les interpréter simplement.

Les conditions d'excitation restant constantes, la température du gaz n'a que peu d'effet sur les caractéristiques moyennes du gaz d'électrons, tant que la concentration des neutres reste constante (fonctionnement à volume constant). La concentration en métastables d'hélium et de néon est donc peu affectée par une variation de température des neutres, puisque la diffusion vers les parois est pratiquement négligeable devant les modes de destruction par collision électronique. Par contre, si nous supposons que la section efficace de la réaction :

$$\mathrm{He}\,(2^1S)+\mathrm{Ne} \rightarrow \mathrm{Ne}(3s_2)+\mathrm{He}-0{,}048\ \mathrm{eV}$$

est indépendante de l'énergie, tant que celle-ci reste assez faible (cette hypothèse paraît raisonnable, bien que la réaction soit endothermique, puisque ces sections efficaces sont de l'ordre de grandeur de la section efficace géométrique), nous voyons que le taux de transfert q_{tr}, qui est égal à $<\sigma v>$, croît comme $\sqrt{T_g}$. L'inversion de population N sera donc elle-même proportionnelle à $\sqrt{T_g}$, et on pourra écrire $N = A\ \sqrt{T_g}$, où A est une constante indépendante de T_g.

Mais, d'autre part, nous avons vu que la raie n'est pas parfaitement monochromatique, mais élargie par effet Doppler, sous l'influence des vitesses aléatoires des atomes excités dues à leur énergie thermique. On sait que, dans ces conditions, la distribution des vitesses des atomes est une fonction gaussienne de la forme :

$$\rho(v) = \left(\frac{T_1}{T_g}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_g}\right),$$

où T_1 est une constante de normalisation.

Quand le laser oscille simultanément sur plusieurs modes, le nombre total d'atomes disponibles excités sur le niveau $Ne(3s_2)$ varie approximativement comme l'aire comprise entre la gaussienne définie ci-dessus et la droite horizontale correspondant au seuil d'entrée en oscillations.

On a donc :

$$\frac{n_{\mathrm{las}}}{n_{\mathrm{tot}}} = \frac{\int_0^W [n(v)-1]\, \mathrm{d}v}{\int_0^\infty n(v)\, \mathrm{d}v}$$

où :

$$W = \left(\frac{3kT_g}{M} \ln \frac{T_1}{T_g}\right)^{1/2}$$

et donc :

$$I_{\mathrm{las}} \sim \left(\sqrt{T_g}-\sqrt{T_{\mathrm{seuil}}}\right) \frac{n_{\mathrm{las}}}{n_{\mathrm{tot}}}$$

Nous avons déduit des résultats de Gonchukov et al. [10] la courbe expérimentale reliant la puissance de sortie du laser à la température du gaz, toutes choses égales d'ailleurs. Leur laser oscillait entre

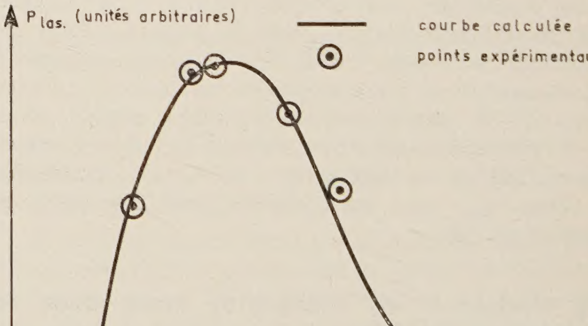

Fig. 8. — Puissance laser en fonction de la température du gaz des neutres.

200 °K et 1 000 °K environ, ce qui signifie que $T_{seuil} = 200$ °K et $T_1 = 1\,000$ °K. En portant ces valeurs dans l'équation donnant le niveau laser en fonction de la température, on obtient la courbe théorique de la figure 8, qui est très proche des points expérimentaux (même position du maximum, en particulier).

4. Conclusion

L'accord entre les prévisions de nos calculs et les résultats expérimentaux est donc satisfaisant [11], ce qui semble indiquer que les différentes hypothèses que nous avons été amenés à faire sont fondées. Ayant ainsi précisé le fonctionnement du laser à hélium-néon, nous sommes maintenant à même de prévoir analytiquement les effets de modification des conditions de décharge sur la puissance d'oscillation de la raie à 3,39 μm. Rappelons que le comportement qualitatif des raies à 632,8 nm et à 1,15 μm est très analogue à celui de la raie à 3,39 μm, en fonction des paramètres de la décharge.

On voit, de plus, qu'on ne peut guère espérer augmenter de façon notable la puissance de sortie du laser à hélium-néon en restant dans le domaine usuel de pressions et de courants que nous avons étudié ici. En effet, l'inversion de population est presque égale à la population du niveau supérieur, elle-même fonction de la population de He(2^1S), qui est limitée par réexcitation électronique, mécanisme dont il semble difficile de s'affranchir.

Certains auteurs ont proposé d'ajouter au mélange d'hélium et de néon des traces d'argon [12, 13], et des expériences ont été tentées dans ce sens. On peut en effet prévoir, d'après ce qui précède, que l'addition de traces d'argon entraînerait une diminution de la concentration de Ne(1*s*). Cependant, indépendamment des conséquences nocives de la présence de traces d'argon sur la population électronique, il est clair que cette adjonction ne pourra conduire à une augmentation notable de la puissance de sortie du laser à hélium-néon que si elle met en œuvre de nouveaux mécanismes de population de Ne($3s_2$), ce qui paraît assez peu probable a priori ; l'expérience indique bien que ce n'est pas le cas [13].

Bibliographie

[1] VAUGE C. et DELPECH J.-F. — *L'Onde Electrique*, *49* p. 544, 1969.

[2] GOLUBEV Yu. M. et PRIVALOV V.E. — *Opt. Spectry*, *22*, p. 271, 1967.

[3] WHITE A.D. et RIGDEN J.D. — *Appl. Phys. Lett.*, *2*, p. 211, 1963.

[4] WHITE A.D., GORDON E.I. et RIGDEN J.D. — *Appl. Phys. Lett.* *2*, p. 91, 1963.

[5] KAGAN Yu.M., LYAGUSHENKO R.I. et KHAKHAEV A.D. — *Opt. Spectry*, *14*, p. 317, 1963.

[6] WHITE A.D. et GORDON E.I. — *Appl. Phys. Lett.*, *3*, p. 197, 1963.

[7] GORDON E.I. et WHITE A.D. — *Appl. Phys. Lett.* *3*, p. 199, 1963.

[8] TROITSKII Yu.V. et CHEBOTAEV V.P. — *Opt. Spectry*, *20* p. 199, 1966.

[9] ARECCHI F.T. — *Alta Frequenza 31*, p. 722, 1962.

[10] GONCHUKOV S.A. et *al.* —, *Opt. Spectry*, *20*, p. 601, 1966.

[11] FIELD R.L., Jr. — *Rev. Sci. Instr.*, *38*, p. 1720, 1967.

[12] BENNETT W.R., Jr. — *Appl. Opt. Suppl.*, *1*, p. 24, 1962.

[13] BENNETT W.R., Jr. — *Appl. Opt. Suppl.*, *2*, p. 3, 1965.

Imprimerie Marcel Bon, 70-Vesoul. D. L. 25. 25-2-70